文章编号: 1001-3806(2006)01-0050-03

有振幅调制光束经锯齿光阑的衍射特性

刘永欣, 吕百达*
(四川大学 激光物理与化学研究所, 成都 610064)

摘要: 用惠更斯-菲涅耳衍射积分对有振幅调制光束经锯齿光阑的衍射作了研究, 并与经圆孔硬边光阑的衍射作了计算比较。另外讨论了锯齿光阑参数对有振幅调制光束衍射特性的影响。结果表明, 锯齿光阑有较大的填充因子, 能抑制轴上光强的衍射调制, 并降低横向光强分布的不均匀性。

关键词: 激光光学; 有振幅调制光束; 锯齿光阑; 衍射调制
中图分类号: O435 文献标识码: A

Diffraction of laser beams with amplitude modulations passing serrated apertures

LIU Yong-xin, LÜ Bai-da
(Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract Based on the Huygens-Fresnel diffraction integral, the diffraction of laser beams with amplitude modulations passing serrated apertures is studied and compared with hard-edged circular apertures numerically. Furthermore, the effect of aperture parameters on the diffraction characteristics of laser beams with amplitude modulations is also analyzed. It is shown that, while maintaining a relatively large fill factor, the use of serrated apertures can suppress the diffraction modulations of axial intensity and reduce the nonuniformity of transversal intensity distributions.

Key words laser optics; laser beams with amplitude modulations; serrated apertures; diffraction modulation

引 言

众所周知, 光束经硬边光阑衍射后存在大幅度的衍射调制, 并且近场的光强分布很不均匀[1]。这种菲涅耳衍射调制和不均匀的光强分布在高功率激光器系统中是应当避免的。例如, 由于高峰值光强调制引起的非线性自聚焦可能出现在高功率超短脉冲光束传输的介质中, 会损坏介质; 在激光聚变中, 衍射调制也是应尽量避免的[2]。对此, 已提出了多种方法例如超高斯型的软边光阑以及锯齿光阑来减小菲涅耳衍射调制, 产生较均匀的横向光强分布, 并有较高的填充因子[3~5]。由于锯齿光阑的抗损伤阈值高, 并且由于它的孔状结构而不影响光路的调整, 在高功率激光系统中已获得应用。作者以在高功率激光系统中可能出现的有振幅调制光束[6,7]为例, 用惠更斯-菲涅耳衍射积分对有振幅调制光束经锯齿光阑的衍射作了研究, 并与经圆孔硬边光阑的衍射作了计算比较。结果表明, 锯齿光阑有较大填充因子, 能抑制轴上光强的衍射调制, 并降低横向光强分布的不均匀性。此外, 还讨论了锯齿光阑参数对有振幅调制光束衍射特性的影响。

1 理论分析

文献[6]中给出了在高斯型随机位相畸变假设下, 有振幅调制和位相畸变光束在直角坐标下的场分布公式。这一公式在柱坐标系下可写为:

$$J_1(r_1, r_2, z=0) = I\exp\{-[r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2\cos(\theta_1 - \theta_2)]\sigma_p^2/L_p^2\} + \sigma_a^2\exp\{-(1/L_a^2 + \sigma_p^2/L_p^2)[r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2\cos(\theta_1 - \theta_2)]\} \quad (1)$$

式中, L_a和L_p分别表示振幅调制和位相畸变的尺度, σ_a^2为光强调制强度, σ_p^2为位相误差幅度。通常, I远大于噪声光强 σ_a^2。计算中设在 $z=0$处 I具有高斯分布:

$$I = \exp[-(r_1^2 + r_2^2)/w_0^2] \quad (2)$$

式中, w_0为光束的束腰宽度。

现只考虑有振幅调制光束, 于是令 $\sigma_p^2 = 0$, 得到:

$$J_1(r_1, r_2, z=0) = I + \sigma_a^2\exp\{-[r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2\cos(\theta_1 - \theta_2)]/L_a^2\} \quad (3)$$

在 L_a很大的条件下, 由泰勒展开可把有振幅调制光束的互强度表示为:

$$J_1(r_1, r_2, z=0) = \exp[-(r_1^2 + r_2^2)/w_0^2] -$$

基金项目: 国家高技术基金资助项目(A823070)
作者简介: 刘永欣(1979-), 女, 硕士研究生, 从事激光光束传输变换方面的研究工作。
* 通讯联系人。E-mail: baidalu@scu.edu.cn
收稿日期: 2004-12-09; 收到修改稿日期: 2005-08-15

$$(\sigma_a^2/L_a^2)[r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2\cos(\theta_1 - \theta_2)] \quad (4)$$

互强度通过圆孔硬边光阑 $a = a_0$ 的传输可由惠更斯-菲涅耳衍射积分公式描述:

$$J_2(r_1', r_2', z) = \left(\frac{1}{\lambda z}\right)^2 \int_0^{2\pi}\int_0^{a}\int_0^{2\pi}\int_0^{a} r_1 r_2\, dr_1\, d\theta_1\, dr_2\, d\theta_2 \times J_1(r_1, r_2, 0)\exp\left\{-\frac{i\pi}{\lambda z}\left[r_1^2 + r_1'^2 - 2r_1r_1'\cos(\theta_1 - \varphi_1) - (r_2^2 + r_2'^2 - 2r_2r_2'\cos(\theta_2 - \varphi_2))\right]\right\} \quad (5)$$

式中, λ为波长, z为观察面与光阑的距离。

将(4)式代入(5)式, 并令 $r_1' = r_2' = r'$, $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$, 得到有振幅调制光束经圆孔光阑衍射后的光强为:

$$I_2(\rho', z) = F^2 \int_0^{2\pi}\int_0^{1}\int_0^{2\pi}\int_0^{1} \rho_1\rho_2\, d\rho_1\, d\theta_1\, d\rho_2\, d\theta_2 \{\exp[A_1\rho_1^2 + i2A\rho'\rho_1\cos(\theta_1 - \varphi)]\exp[A_2\rho_2^2 - i2A\rho'\rho_2\cos(\theta_2 - \varphi)] - L[\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2\cos(\theta_1 - \theta_2)]\exp[-iA\rho_1^2 + i2A\rho'\rho_1 \times \cos(\theta_1 - \varphi)]\exp[iA\rho_2^2 - i2A\rho'\rho_2\cos(\theta_2 - \varphi)]\} \quad (6)$$

式中, $\rho' = r'/a_0$, $\rho_1 = r_1/a_0$, $\rho_2 = r_2/a_0$, $F = a_0^2/\lambda z$(菲涅耳数), $L = \sigma_a^2 a_0^2/L_a^2$, $A = \pi F$, $A_1 = -a_0^2/w_0^2 - i\pi F$, $A_2 = -a_0^2/w_0^2 + i\pi F$。

令 $\rho' = 0$, 得到有振幅调制光束经圆孔光阑衍射后的轴上光强:

$$I_2(0, z) = F^2 \int_0^{2\pi}\int_0^{1}\int_0^{2\pi}\int_0^{1} \rho_1\rho_2\, d\rho_1\, d\theta_1\, d\rho_2\, d\theta_2 \{\exp(A_1\rho_1^2) \times \exp(A_2\rho_2^2) - L[\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2\cos(\theta_1 - \theta_2)] \times \exp(-iA\rho_1^2)\exp(iA\rho_2^2)\} \quad (7)$$

现考虑锯齿光阑, 其半径可表示如下[3]:

$$a = a_0[1 + \beta\sin(m_1\theta)\sin(m_2\theta)] \quad (8)$$

式中, $\beta = \delta a_0/a_0$ 是锯齿振幅 δa_0 与平均半径 a_0 的比例; m_1 和 m_2 是锯齿光阑的两个变化周期。将(8)式代入(5)式得到有振幅调制光束经锯齿光阑衍射后的光强和轴上光强分别为:

$$I_2(\rho', z) = F^2 \int_0^{2\pi}\int_0^{n_1}\int_0^{2\pi}\int_0^{n_2} \rho_1\rho_2\, d\rho_1\, d\theta_1\, d\rho_2\, d\theta_2 \{\exp[A_1\rho_1^2 + i2A\rho'\rho_1\cos(\theta_1 - \varphi)]\exp[A_2\rho_2^2 - i2A\rho'\rho_2\cos(\theta_2 - \varphi)] - L[\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2\cos(\theta_1 - \theta_2)]\exp[-iA\rho_1^2 + i2A\rho'\rho_1 \times \cos(\theta_1 - \varphi)]\exp[iA\rho_2^2 - i2A\rho'\rho_2\cos(\theta_2 - \varphi)]\} \quad (9)$$

$$I_2(0, z) = F^2 \int_0^{2\pi}\int_0^{n_1}\int_0^{2\pi}\int_0^{n_2} \rho_1\rho_2\, d\rho_1\, d\theta_1\, d\rho_2\, d\theta_2 \{\exp(A_1\rho_1^2) \times \exp(A_2\rho_2^2) - L[\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2\cos(\theta_1 - \theta_2)] \times \exp(-iA\rho_1^2)\exp(iA\rho_2^2)\} \quad (10)$$

式中, $n_1 = 1 + \beta\sin(m_1\theta_1)\sin(m_2\theta_1)$, $n_2 = 1 + \beta \times \sin(m_1\theta_2)\sin(m_2\theta_2)$。

填充因子定义为在近场的光强平均值 $\bar{I}$ 与光强最大值 I_{max} 之比, 即:

$$f = \bar{I}/I_{max} \quad (11)$$

2 数值计算结果和分析

用 MATHEMATICA 软件对(6)式~(11)式进行数值积分计算, 得到如图 1~图 5所示有振幅调制光

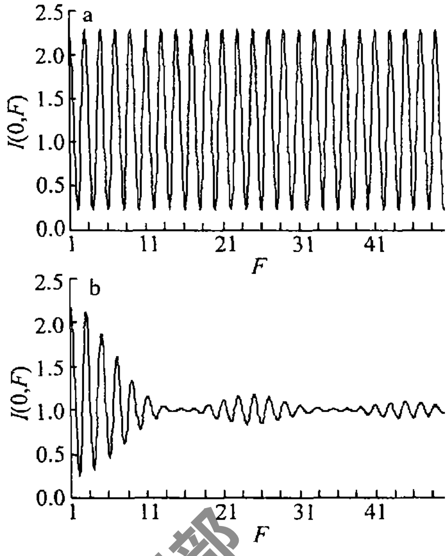

Fig. 1　Axial intensity distributions of a laser beam with amplitude modulations diffracted versus Fresnel number F

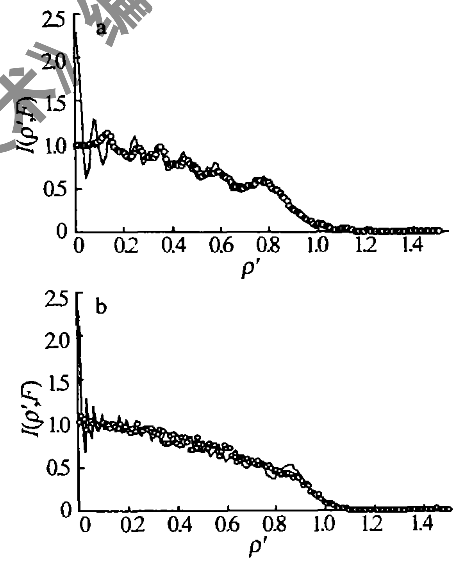

Fig. 2　Transversal intensity distributions of a laser beam with amplitude modulations diffracted by a hard-edged circular aperture with a_0 = 0.4mm (—) and by a serrated aperture with $a = a_0[1 + 0.05 \times \sin(50\theta)\sin(5\theta)]$ (°°°), $\varphi = \pi/2$

束的光强分布, 计算中除特殊说明外, 取 $L_a^2 = 20a_0^2$, $\sigma_a^2 = 0.2$。其中, 图 1是有振幅调制光束经圆孔硬边光阑 $a_0 = 0.4$mm (见图 1a) 和锯齿光阑 $a = a_0[1 + 0.05 \times \sin(50\theta)\sin(5\theta)]$ (见图 1b)衍射后轴上光强分布随菲涅耳数 F 的变化。由图知, 有振幅调制光束经圆孔光阑衍射后轴上光强随菲涅耳数 F 呈周期振荡, 而锯齿光阑可抑制衍射调制。图 2是有振幅调制光束经圆孔硬边光阑 $a_0 = 0.4$mm 和锯齿光阑 $a = a_0[1 + 0.05\sin(50\theta) \times \sin(5\theta)]$衍射后横向光强分布, 图 2a中 $F = 15$, 图 2b中 $F = 35$。图 2表明, 有振幅调制光束经锯齿光阑衍射后的横向光强分布比经圆孔光阑衍射后的横向光强分布要平滑, 且轴上光强减小。图 2a中 $f_c = 0.23$, $f_s = 0.41$,

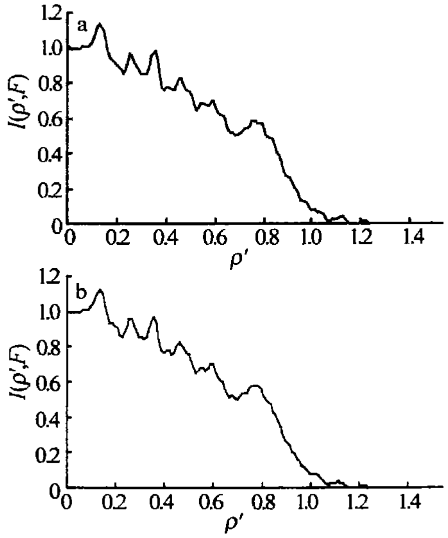

Fig. 3 Transversal intensity distributions at the position $F=15$ of laser beams with amplitude modulations diffracted by a serrated aperture with $a=a_0[1+0.05\sin(50\theta)\sin(5\theta)]$, $\varphi=\pi/2$

图 2b中 $f_c=0.20$, $f_s=0.43$,可见锯齿光阑有较大的填充因子。图 3是有振幅调制光束经锯齿光阑 $a=a_0\times[1+0.05\sin(50\theta)\sin(5\theta)]$衍射后 $F=15$处横向光强分布,图 3a中 $\sigma_a^2=0.2$,图 3b中 $\sigma_a^2=0.4$。由图知,光强调制强度 σ_a^2对有振幅调制光束经锯齿光阑衍射后的横向光强分布无明显影响,这是由于振幅调制尺度 L_a很大的缘故。对两种情况,填充因子 f均为 0.41。

图 4是有振幅调制光束经锯齿光阑 $a=a_0[1+\beta\sin(m_1\theta)\sin(m_2\theta)]$衍射后轴上光强分布随菲涅耳数 F的变化,图 4a中 $\beta=0.03$, $m_1=50$, $m_2=5$,图 4b中 $\beta=0.05$, $m_1=10$, $m_2=1$,图 4c中 $\beta=0.05$, $m_1=50$, $m_2=10$。由图 4a与图 1b比较知,β越小,衍射调制被抑制区域所对应的 F就越大,并且衍射调制被抑制区域的范围也越大,故可通过调整 β来抑制所关心区域内的衍射调制。由图 4b,图 4c与图 1b比较知, m_1, m_2的大小对衍射调制无影响,但 m_1, m_2之差的大小对

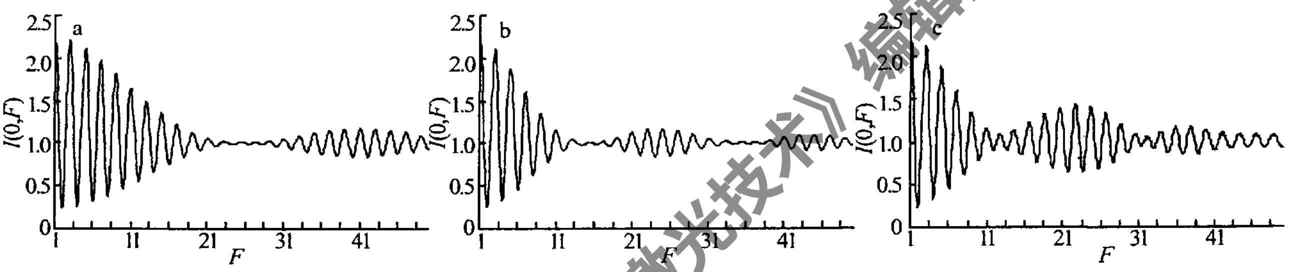

Fig. 4 Axial intensity distributions of a laser beam with amplitude modulations diffracted by a serrated aperture with $a=a_0[1+\beta\sin(m_1\theta)\sin(m_2\theta)]$ versus Fresnel number F

衍射调制的幅度有影响,一般 m_1, m_2要相差大一些(一般$m_1\geqslant 10m_2$)才能抑制轴上光强的衍射调制。图 5是

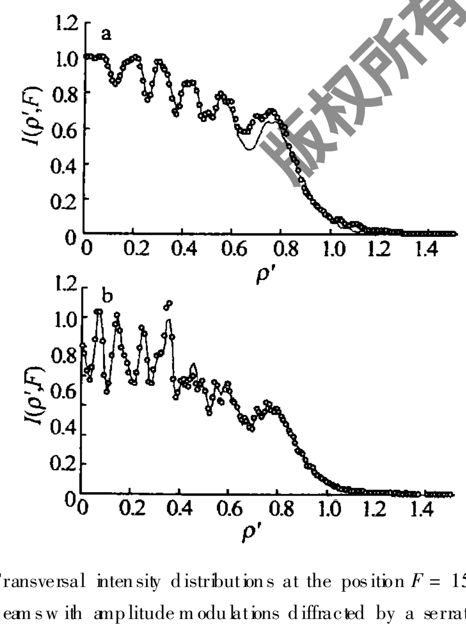

Fig. 5 Transversal intensity distributions at the position $F=15$ of a laser beams with amplitude modulations diffracted by a serrated aperture with $a=a_0[1+0.05\sin(m_1\theta)\sin(m_2\theta)]$ for different values of $\varphi=0$(—) and $\varphi=\pi/100$ (°°°)

有振幅调制光束经锯齿光阑 $a=a_0[1+0.05\sin(m_1\theta)\times\sin(m_2\theta)]$衍射后 $F=15$处不同方位角 φ的横向光强分布,图 5a中 $m_1=50$, $m_2=5$,图 5b中 $m_1=10$, $m_2=1$。由图知,有振幅调制光束经锯齿光阑衍射后,在同一位置小方位角变化内的光强分布无明显差异,但 m_1, m_2对其近轴附近的光强分布有影响,因此若要使近轴附近的光强分布较均匀, m_1应适当大些,例如可取 $m_1=50$, $m_2=5$。图 5a中 $f_{\varphi=0}=0.47$, $f_{\varphi=\pi/100}=0.46$,图 5b中 $f_{\varphi=0}=0.38$, $f_{\varphi=\pi/100}=0.36$。

3 小 结

用惠更斯-菲涅耳衍射积分对有振幅调制光束经锯齿光阑的衍射作了研究,并与经圆孔硬边光阑的衍射作了计算比较。结果表明,锯齿光阑有较大的填充因子,能抑制轴上光强的衍射调制,并降低横向光强分布的不均匀性。还讨论了锯齿光阑参数对有振幅调制光束衍射特性的影响,可通过调整参数 β来抑制所关心区域内的衍射调制,只有选用适当的参数 m_1, m_2才能获得较均匀的横向光强分布和较大的填充因子。所得结果对高功率激光系统中光阑及其参数选择有应用意义。

参 考 文 献

[1] SIEGMAN A E. Lasers [M]. California: University Science Books, 1986. 712~743.

(下转第 59页)

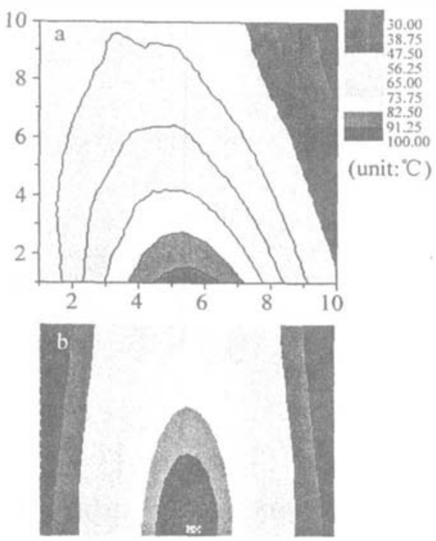

Fig 9　Dropping trend after the laser scanning

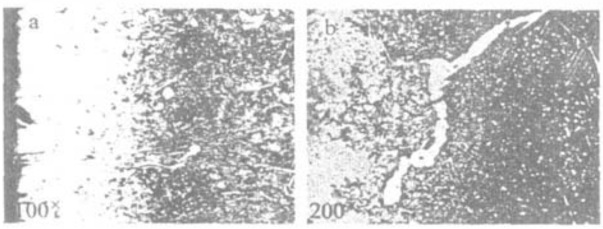

Fig 10　Microstructure of the quenching layer after the laser treatment

3所示), 该层组织也是珠光体, 但晶粒明显比基体细化很多, 即在该区域形成索氏体和屈氏体组织。

4 结　论

(1)激光表面强化的效果取决于激光扫描所形成的淬硬层深度和显微硬度分布, 后两者受到激光扫描热循环规律的影响。

(2)由于激光能量高度集中, 因此, 激光扫描过程中其热影响区只是局限在很小的一个范围内, 在进行理论分析时边界条件可以大为简化。

(3)激光扫描时, 工件表层经历的热循环过程差别很大, 表面点的升温速度和最高温度远远大于内部各点; 而且光斑区域内各点的差别亦很大, 中心点的烈度要远远高于边缘点, 因此, 造成激光淬硬层呈“月牙”形分布的特点。

(4)在同一条扫描路径上, 各点的热循环规律基本保持一致(只是在扫描的最初和结束稍有差别), 亦即激光扫描虽然是一个动态过程, 是时间和空间坐标的双重函数, 但实际从时间历程上看处于准稳态。

(5)根据热像仪实拍的温度场分布与有限元仿真结果对比, 可知, 数值计算过程是真实可信的。

参　考　文　献

[1] LI J Ch, LI X Y. Fast calculation of thermal action of actual beam during the laser heat treatment [J]. Chinese Journal of Materials Research, 1998, 12(3): 262~266(in Chinese).

[2] SHI X Q, WANG D Ch. Simulation on laser heat treatment [J]. Applied Laser, 2001, 21(3): 172~174(in Chinese).

[3] ZENG D W, XIE Ch Sh. A numerical simulation for three dimensional quasi-state fluid flow field and temperature field in molten pool for composite coating system [J]. Laser Technology, 2000, 24(6): 370~374(in Chinese).

[4] LI M H, LIU A G, SONG Y Z. A numerical simulation for temperature and thermal stress distribution in Nd:YAG amplifiers [J]. Laser Technology, 2002, 26(2): 86~89(in Chinese).

[5] YAO G F, CHEN G N, ZHANG L W. Numerical simulation of 3-D thermal field with phase transformation [J]. Heat Treatment of Metals, 2002, 27(5): 14~16(in Chinese).

[6] BOKOTA A, ISKIERKA S. Numerical prediction of the hardened zone in laser treatment of carbon steel [J]. ACTA Materialia, 1996, 44(2): 445~450.

[7] YILBAS B S. Analytical solution for time unsteady laser pulse heating of semi-infinite solid [J]. International Journal of Mechanical Sciences, 1997, 39(6): 671~682.

(上接第 52页)

[2] HUNT J T, SPECK D R. Present and future performance of the Nova laser system [J]. Opt Engng, 1989, 28(4): 461~486.

[3] GU M, GAN X S. Fresnel diffraction by circular and serrated apertures illuminated with an ultrashort pulsed-laser beam [J]. J O S A, 1996, 13(4): 771~778.

[4] AUERBACH J M, KARPENKO V P. Serrated aperture apodisers for high-energy systems [J]. Appl Opt, 1994, 33(15): 3179~3183.

[5] XIA L, QIAN L. Serrated-aperture apodizers of high-energy ultrashort pulse-laser beam [J]. Chinese Journal of Lasers, 2004, 31(1): 57~61(in Chinese).

[6] MANES K R, SIMMONS W W. Statistical optics applied to high-power glass lasers [J]. J O S A, 1985, A2(4): 528~538.

[7] ZHANG B, LÜ B D. Changes of laser beams with amplitude modulations and phase fluctuations passing through an aperture [J]. Laser Technology, 1998, 22(2): 103~106(in Chinese).